

Прозрачность тонкого поглотителя в мессбауэровской оптике; роль электронной релаксации

Э. К. Садыков⁺¹⁾, В. В. Аринин⁺, Ф. Г. Вагизов^{+*}, О. А. Кочаровская*

⁺ Казанский Государственный Университет, 420008 Казань, Россия

* Physics Department, Texas A&M University, College Station, TX 77840, USA

Поступила в редакцию 22 июля 2008 г.

Предложена модель мессбауэровского поглощения в режиме антипересечения ядерных уровней, с учетом электронной релаксации. Определена роль квантовой интерференции в создании частичной прозрачности на мессбауэровских переходах в этих условиях, получена зависимость этой характеристики от параметров релаксации и перемешивания. Используется стохастическая теория мессбауэровских релаксационных спектров.

PACS: 61.18.Fs

1. Исследование условий просветления среды представляет собой актуальную проблему мессбауэровской гамма оптики. Внимание к ней возросло после эксперимента [1], в котором была обнаружена частичная прозрачность (дефицит поглощения) на ⁵⁷Fe в FeCO₃ при температуре 30.5 К, ниже T_N. При этой температуре магнитное сверхтонкое (H^e) и соосное ему аксиальное квадрупольное (H^q) взаимодействия приводят к пересечению (см. рис.1) спиновых уровней ядра в возбужденном состоянии

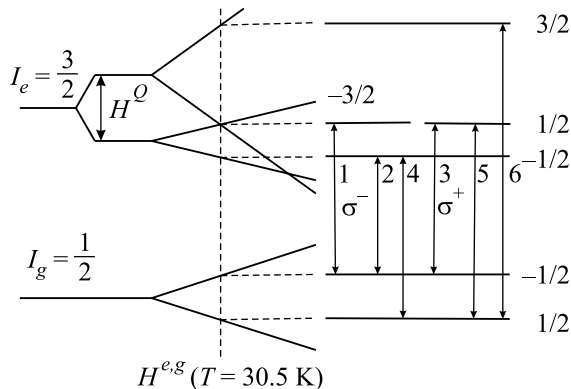


Рис.1. Схема мессбауэровских переходов в условиях пересечения уровней возбужденного состояния ядра ⁵⁷Fe

(I_e = 3/2). Известно [2], что в этих условиях взаимодействие с незначительным градиентом электрического поля, нарушающим осевую симметрию (H_Q¹), вызывает перемешивание пересекающихся уровней с образованием двух новых состояний с различающимися энергиями (антипересечение).

¹⁾e-mail: esad@ksu.ru

Перемешивание уровней лежит в основе механизма, предложенного в [3] для объяснения эксперимента [1]. Частичная прозрачность в точке пересечения в данном случае связана с возможностью изменения поляризации гамма-фотона при каждом акте его рассеяния вперед, что приводит к подавлению известного в мессбауэровской спектроскопии эффекта толщины [4].

Механизм, описанный в [3], отличается от механизма лежащего в основе явления электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП), рассмотренного в оптике [5], которым и была стимулирована работа [1]. Существенным условием возникновения эффекта ЭИП [5] является разница постоянных распада (ширин) перемешиваемых оптических уровней. Только в этом случае имеет место деструктивная интерференция, которая является причиной прозрачности, свойственной тонкому поглотителю (по сути, одному поглощающему центру). В связи с этим заметим, что такая разница в ширинах перемешиваемых мессбауэровских уровней не допускалась как для механизма “пересечение-антипересечение” [3], так и для механизма перемешивания спиновых уровней сильным полем [6].

Следующая серия экспериментов на FeCO₃ вблизи точки пересечения уровней была направлена на изучение возможного дефицита в пределе тонкого поглотителя [7]. Авторы провели измерения спектров для серии более тонких образцов, обратили внимание на различие релаксационных ширин пересекающихся ядерных уровней в FeCO₃ (см. также [8]). Теперь расчеты, выполненные в рамках модели [5] с использованием суммарной ширины (естественная + релаксационная) мессбауэровских уровней, вместо естест-

венной, дали теоретическое значение дефицита поглощения 8% в согласии с экспериментом.

2. В эксперименте [7] была установлена существенная роль электронной релаксации как фактора, приводящего к различию ширин зеемановских уровней и, в конечном счете, к частичной прозрачности в точке пересечения для тонкого мессбауэровского поглотителя. Ниже предложена модель, которая обосновывает результат [7] теоретически; она показывает возможность различия релаксационных ширин сверхтонких составляющих мессбауэровского спектра, она связывает ширины линий перемешиваемых уровней (следовательно, и степень прозрачности в точке пересечения) с параметрами электронной релаксации. Эта модель адекватно отражает физику наблюдаемого явления и, в известной степени, развивает модель [5], использованную в [7].

Особенностью модели является явный учет флуктуации электронного спина (сверхтонкого поля) при вычислении сечения поглощения в условиях антипересечения. Благодаря этому, естественная ширина мессбауэровских линий получает релаксационную добавку, характерную для данного зеемановского перехода. Мы ожидаем, что характер релаксационного уширения мессбауэровских линий может существенно измениться в режиме антипересечения уровней. В свою очередь, эффект антипересечения уровней также изменится в условиях релаксации. Анализ этих вопросов следует проводить в рамках моделей релаксационных мессбауэровских спектров, оперирующих ядерными и электронными степенями свободы. Этому условию удовлетворяют модели в представлении электронно-ядерных состояний [9, 10], а также стохастическая модель релаксационных мессбауэровских спектров, предложенная Блюмом [11]. Далее мы пользуемся моделью Блюма. Аппарат этой теории (представление лиувиллевских состояний) позволяет учитывать эффекты антипересечения и электронной релаксации взаимосогласованным образом.

Гамильтонианы ядра в основном (g) и возбужденном (e) состояниях ядра имеют вид

$$H^g = H^g f(t), H^e = H^e f(t) + H^Q + H^{Q\perp}, \quad (1)$$

где введенные выше слагаемые определены как $H^{g,e} = Z_{e,g} \hat{I}_z^{e,g}$, $H^Q = Q \left[(\hat{I}_z^e)^2 - I^e(I^e + 1)/3 \right]$ и $H^{Q\perp} = Q^\perp \left[(\hat{I}_+^e)^2 + (\hat{I}_-^e)^2 \right]$, где $Q^\perp = Q\eta/6$ и η – параметр асимметрии квадрупольного взаимодействия. Условие пересечения выражается как $Z_e = Q$. Стохастическая функция $f(t)$ в (1) отражает скачкообразные изменения сверхтонкого магнит-

ного поля как следствие флуктуации электронного спина. Функция $f(t)$ в простейшем случае имеет два значения реализации, $a = \pm 1$ (двухуровневая релаксация [12]). Случайный процесс характеризуется матрицей стохастических переходов W_{ab} , где, например, $W_{+-} = \nu_1$ есть вероятность перехода системы из состояния, характеризуемого значением $f(t) = +1$ в состояние, соответствующее $f(t) = -1$. Заметим также, что $W_{++} = -W_{+-} = -\nu_1$, а также $W_{-+} = \nu_2 \neq \nu_1$, в общем случае. Случай $\nu_1 = \nu_2$ мы будем называть симметричным релаксационным процессом, а случай $\nu_1 \neq \nu_2$ – асимметричным. Сечение поглощения для релаксационного спектра представляется известной формулой [11]

$$\sigma(p) \sim \text{Re} \sum_{MmM'm'\sigma,ab} p_a \langle m | k_1 \sigma | M \rangle U_{MmM'm'}^{ab}(p) \times \langle M' | k_1 \sigma | m' \rangle \quad (2)$$

Здесь $\langle M' | k_1 \sigma | m' \rangle$ – матричный элемент поглощения гамма-фотона с волновым вектором k_1 и поляризацией σ (переход $M'm'$ ядра из основного состояния I_g, m' в возбужденное состояние I_e, M'), $p = -i(\omega_\gamma - \omega_0) + \Gamma/2$, ω_γ и ω_0 – энергии гамма-фотона и мессбауэровского уровня, Γ – естественная ширина последнего, $p_a = p(a)$ – вероятность реализации значения $a = \mp$ стохастической функции $f(t)$; предполагается выполнение условия $p(+)\nu_1 = p(-)\nu_2$, $U_{MmM'm'}^{ab}(p) = \left\{ [pE - W - iL_1]^{-1} \right\}_{aMmbM'm'}$ – матрица лаплас-образа супероператора эволюции. Эта матрица имеет размерность $(2I_g + 1)(2I_e + 1)2$, где 2 – соответствует размерности стохастического пространства (± 1), структура матриц W , E и L_1 следующая:

$$\begin{aligned} W &= \begin{pmatrix} -W_{ab}E' & W_{ab}E' \\ W_{ba}E' & -W_{ba}E' \end{pmatrix}, \\ E &= \begin{pmatrix} E' & 0 \\ 0 & E' \end{pmatrix}, \\ L_1 &= \begin{pmatrix} L^Q + L & 0 \\ 0 & L^Q - L \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3)$$

где E' и L , L^Q – единичная матрица и матрицы оператора Лиувилля, соответственно; все – размерности $(2I_g + 1)(2I_e + 1)$. Для условий антипересечения, описанного выше, можно записать:

$$\begin{aligned} L_{MmM'm'} &= H_{MM'}^e \delta_{mm'} - H_{m'm}^g \delta_{MM'} \equiv E_M - E_m, \\ L_{MmM'm'}^Q &= \left(H_{MM'}^Q + H_{MM'}^{Q\perp} \right) \delta_{mm'} = \\ &= \left(H_{MM}^Q + H_{MM\pm 2}^{Q\perp} \right) \delta_{mm'}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для лучшего представления процессов релаксации электронного спина в условиях антипересечения упростим выражение (2). Если пренебречь $H^{Q\perp}$, матрица $[pE - W - iL_1]$, подлежащая обращению, имеет блочный вид; каждый блок идентифицируется индексом перехода Mt и представляется матрицей второго порядка по стохастическим переменным a и b . Обращением этой матрицы второго порядка учитывается эффект скачкообразного изменения сверхтонкого поля (релаксации электронного спина) на форму линии мессбауэровского перехода Mt . Малое возмущение $H^{Q\perp}$ становится существенным, когда два перехода Mt и $M't'$ имеют одинаковую энергию $(L + L^Q)_{MmMm} = (L + L^Q)_{M'm'M'm'}$. В условиях пересечения уровней $(M \pm 2)$ и M последнее равенство имеет вид $(L + L^Q)_{MmMm} = (L + L^Q)_{M\pm 2mM\pm 2m}$. Теперь независимое рассмотрение переходов Mt и $M \pm 2, m$, используя матрицы второго порядка, некорректно; следует обращать матрицу четвертого порядка, составленную из матриц второго порядка и связанных между собой возмущением $L_{MmM'm'}^{Q\perp} = H_{MM'}^{Q\perp} \delta_{mm'} = 2\sqrt{3}Q^\perp \delta_{M\pm 2, m}$. Такая матрица, связывающая переходы Mt и $M \pm 2, m$, имеет вид

$$\begin{pmatrix} A_+^M(\nu_1) & -iH_{MM'}^{Q\perp} & -\nu_1 & 0 \\ -iH_{M'M}^{Q\perp} & A_+^{M'}(\nu_1) & 0 & -\nu_1 \\ -\nu_2 & 0 & A_-^M(\nu_2) & -iH_{MM'}^{Q\perp} \\ 0 & -\nu_2 & -iH_{M'M}^{Q\perp} & A_-^{M'}(\nu_2) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь $A_\pm^M(\nu_k) = p \pm iI_{Mm} - iH_{MM}^Q + \nu_k$, $k = 1, 2$; $M' = M \pm 2$ и $I_{Mm} = L_{MmMm} \equiv H_{MM}^e - H_{mm}^g = Z_e M - Z_g m$, где $Z_g m$, например, зеемановская энергия основного состояния ядра. Нетрудно видеть, что при удалении от точки пересечения роль $H^{Q\perp}$ становится пренебрежимо мала и матрица четвертого порядка распадается на матрицы второго порядка, Mt и $M't'$. Таким образом, влияние $H^{Q\perp}$ на сечение поглощения будет учтено, если представить (2) как сумму четырех (для ^{57}Fe) парциальных сечений, каждое из которых включает два мессбауэровских перехода, связанных антипересечением. Теперь выражение для сечения поглощения (2) может быть представлено как

$$\sigma(p) \sim \text{Re} \sum_{(MM'); m, M, M', \sigma, ab} p(a) \langle m | k_1 \sigma | M' \rangle \times U_{M'mMm}^{ab}(p) \langle M | k_1 \sigma | m \rangle \quad (6)$$

Выражение (6) далее используется для изучения закономерностей влияния электронной релаксации на

форму сечения поглощения (положения и ширины линий). В частности, на основе (6) мы введем численную характеристику прозрачности (дефицит поглощения). В рамках этой методики появляется также возможность сопоставить сечение поглощения, с одной стороны, вычисленное с явным учетом электронной релаксации, с другой, вычисленное в отсутствие релаксации, но с заменой естественных ширин пересекающихся уровней на эмпирические. Последний случай эквивалентен модели Скалли [5], использованной в работе [7].

3. Определим (для ^{57}Fe) зависимость сечения (2) (положения и ширины линий) от скоростей релаксации ν_1 и ν_2 при значении параметра перемешивания $(\Omega = 2\sqrt{3}Q^\perp)$, равном нулю. Вначале положим квадрупольное взаимодействие также равным нулю. В этом случае выражение (2) представится как сумма слагаемых, каждое из которых определяет релаксационную форму сверхтонких переходов Mt с матрицей второго порядка по стохастическим переменным $U_{MmMm}^{ab} = U_{MmM'm'}^{ab} \delta_{mm'} \delta_{MM'}$:

$$U_{MmMm}^{ab} = \begin{vmatrix} p + iI + \nu_1 & -\nu_1 \\ -\nu_2 & p - iI + \nu_2 \end{vmatrix}^{-1} = [(p - iI + \nu_2)(p + iI + \nu_1) - \nu_1 \nu_2]^{-1} \times \begin{vmatrix} p - iI + \nu_2 & \nu_2 \\ \nu_1 & p + iI + \nu_1 \end{vmatrix}, \quad (7)$$

где $I \equiv I_{Mm} = L_{MmMm} = E_M - E_m = Z_e M - Z_g m$. Рассмотрим два случая:

1) **Симметричная релаксация** ($\nu_1 = \nu_2 = \nu$). При $\nu \ll I_{Mm}$ сечение для перехода Mt , вычисленное с использованием (2) и (7), состоит из двух линий, зеркально симметричных по отношению друг к другу. Зависимость ширины этих линий Γ_{ri} (расстояния между ближайшими частотами половинной высоты) от параметра ν приведена на рис.2а для пересекающихся переходов ($i = 1, 3$). Результат расчетов согласуется с аналитической оценкой релаксационного уширения; при условии $\nu \ll I_{Mm}$ форму линий всех переходов Mt можно представить в виде лоренцианов с шириной $\Gamma_L \simeq \Gamma + 2\nu$. Таким образом, при слабой симметричной релаксации уширение зеемановских линий одинаково.

2) Другой результат получается при **асимметричной релаксации**, $\nu_1 < \nu_2$. Здесь, используя ту же процедуру, что и выше, легко получить путем численных расчетов зависимость ширины линий перехода от ν при условии $\nu_1 = \nu$, $\nu_2 = N\nu_1$. Такая зависимость, в отсутствие квадрупольного взаимодействия и перемешивания, представлена на рис.2б. Здесь, в отличие от случая симметричной релаксации

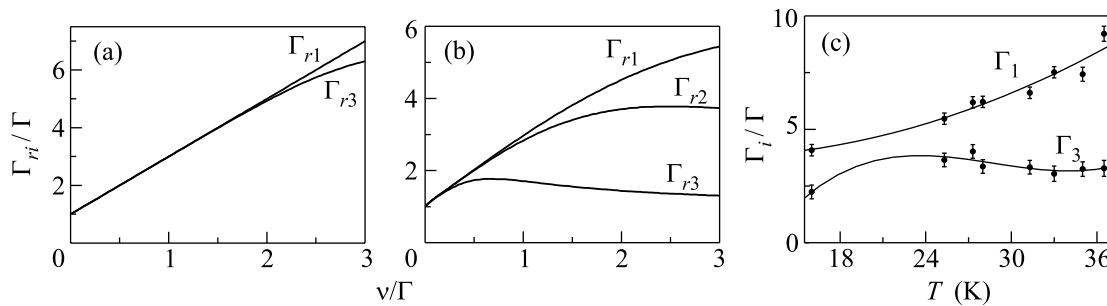


Рис.2. Расчетные значения релаксационной ширины Γ_{ri} пересекающихся линий 1 и 3 (см. рис.1). Сечение рассчитано в предположении монохроматического мессбауэровского источника для продольной геометрии эксперимента. $Z_e = 10.5$ Г, $Q = 0$, $\Omega = 0$: (a) $\nu_1 = \nu_2 = \nu$; (b) $\nu_1 = \nu$, $\nu_2 = 10\nu$, приведена также зависимость Γ_{r2} для мессбауэровского перехода 2; (c) Зависимость ширин линий 1 и 3 от температуры, измеренная экспериментально для FeCO_3

ции, ширина сверхтонких линий начинает зависеть от индекса Mm уже при малых значениях ν_1, ν_2 . Это находит и аналитическое подтверждение в приближении $\nu_1, \nu_2 \ll L_{MmMm}$. Теперь, в отличие от случая симметричной релаксации, каждому мессбауэровскому переходу Mm соответствуют две различные линии, ширины которых в лоренцевом приближении равны:

$$\begin{aligned} \Gamma_{L1} &\simeq \Gamma + 2\nu_1 - \frac{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 + \nu_2)^2}{8I_{Mm}^2}, \\ \Gamma_{L2} &\simeq \Gamma + 2\nu_2 + \frac{(\nu_2 - \nu_1)(\nu_1 + \nu_2)^2}{8I_{Mm}^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Значение Γ_{L1} соответствует мессбауэровскому переходу Mm в положительном сверхтонком поле, а Γ_{L2} – в отрицательном сверхтонком поле. Интенсивности (площади) этих линий относятся как ν_2/ν_1 , причем более интенсивная линия имеет меньшую ширину Γ_{L1} . Поэтому, если $\nu_2 \gg \nu_1$, именно величиной Γ_{L1} определяется ширина перехода Mm . Это дает качественное объяснение поведения Γ_{ri} на рис.2b. Внешним линиям зеемановского секстета соответствуют большие абсолютные значения I_{Mm} и, согласно (8), большие значения Γ_{L1} , чем внутренним. Важно отметить, что роль последнего слагаемого в Γ_{L1} и Γ_{L2} определяется абсолютным значением $H^{g.e.}$. На рис.2c представлена экспериментальная зависимость ширин пересекающихся линий мессбауэровского спектра, 1 и 3, от температуры (см. рис.1), подтверждающая выводы данной модели.

4. Дополнительное квадрупольное взаимодействие с соосным магнитному полю градиентом электрического поля вызовет изменение положений линий для каждого перехода Mm , но не их ширин. Это справедливо и в случае квадрупольного взаимодействия, приводящего к пересечению уровней M и M'

возбужденного ядра или переходов Mm и $M'm$ (при $Z_e = Q$). Отсюда следует, что сечение поглощения в точке пересечения будет равно сумме парциальных сечений поглощения пересекающихся линий (переходов), пока параметр перемешивания $\Omega = 0$. Именно это значение сечения следует использовать как опорное при рассмотрении эффектов перемешивания.

Если $\Omega \neq 0$, как мы видели выше, сечение поглощения определяется выражением (6) с учетом (5). Теперь сечение в точке пересечения уровней Mm и $M'm$ меньше суммы парциальных сечений на переходах Mm и $M'm$. Определим относительную разницу $\Delta\sigma(\Omega) = (\sigma(0) - \sigma(\Omega))/\sigma(0)$ в точке пересечения (дефицит поглощения) как параметр, характеризующий степень прозрачности в зависимости от Ω , и рассмотрим возможные механизмы его формирования. В случае **пересечения уровней с равными ширинами** дефицит $\Delta\sigma(\Omega)$ формируется как следствие эффекта антипересечения (отталкивания) – **дефицит Раби**.

Иной результат имеем при **пересечении уровней с различающимися ширинами**, что имеет место, как было показано выше, для Γ_{r1}, Γ_{r3} при $\nu_1 \neq \nu_2$. Теперь уменьшение сечения с ростом Ω нельзя объяснить эффектом отталкивания. Антипересечение уровней с различными ширинами $\Gamma_1 \neq \Gamma_2$ не приводит к их отталкиванию, пока параметр перемешивания мал: $\Omega < (\Gamma_2 - \Gamma_1)/4$. Вместо этого, образуются два состояния с одинаковой энергией, константы распада которых меняются с ростом Ω от значений Γ_1 и Γ_2 при $\Omega = 0$ к общему значению $(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ при $\Omega = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/4$. Поглощение в режиме такого “обмена ширинами уровней”, описываемое предложенной схемой, сопровождается квантовой интерференцией (КИ) радиационных амплитуд. Чтобы выяснить характер (конструктивный, деструктивный) интерференционного вклада в поглощение,

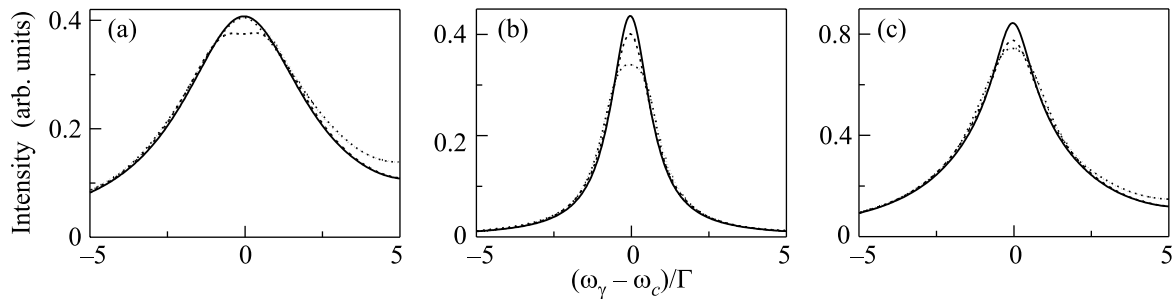


Рис.3. Сечение поглощения в точке пересечения для монохроматического пробного излучения при значениях параметров релаксации $\nu_1 = 2.2\Gamma$, $\nu_2 = 8.5\nu_1$, которые приводят к расчетным значениям $\Gamma_{r1} = 4.96\Gamma$, $\Gamma_{r3} = 1.53\Gamma$. Сплошная линия соответствует $\Omega = 0$, пунктирная – значению $\Omega = 0.408$, точечная линия описывает спектр, вычисленный в предположении равенства ширин пересекающихся линий $\Gamma_{r1} = \Gamma_{r3}$: (а) поляризация пробного излучения – σ^- , $\Gamma_{r1} = \Gamma_{r3} = 4.96\Gamma$; (б) поляризация пробного излучения – σ^+ , $\Gamma_{r1} = \Gamma_{r3} = 1.53\Gamma$; (с) неполяризованное излучение – сумма спектров (а) и (б)

сравним сечение, вычисленное по схеме (6), с сечением, вычисленным по той же схеме, но при допущении одинаковых констант распада пересекающихся уровней. Равенство ширин линий пересекающихся уровней, как мы видели, ведет к дефициту Раби, то есть исключает интерференционный вклад. Разумеется, определенный таким образом дефицит Раби является виртуальным, он служит для оценки интерференционного вклада. Проиллюстрируем сказанное для FeCO_3 .

5. На рис.3а показано сечение поглощения *вблизи* точки пересечения (ω_c) переходов 1 и 3 (см. рис.1) для пробного излучения поляризации σ^- . Рассматривается случай продольной геометрии, направление распространения гамма-фотонов параллельно направлению флуктуирующего поля на ядре. Видно, что учет разницы в ширинах пересекающихся уровней (или интерференционного вклада) приводит к уменьшению поглощения относительно значения, определяемого дефицитом Раби. Это означает, что для поляризации σ^- вклад КИ в сечение, благодаря перемешиванию уровня $-3/2$ с уровнем $1/2$ с меньшей шириной, имеет деструктивный характер, то есть он приводит к росту прозрачности перехода 1. Напротив, в тех же условиях, для излучения поляризации σ^+ КИ способствует уменьшению прозрачности на переходе 3, благодаря перемешиванию уровня $1/2$ с уровнем с большей шириной $-3/2$, (см. рис.3б). Результирующий эффект для неполяризованного излучения представлен на рис.3с.

Спектры на рис.3 получены для продольной геометрии эксперимента в предположении монохроматического пробного излучения с использованием значений параметра перемешивания, которые были использованы в [7]. Ниже мы обсуждаем вопрос о степе-

ни совпадения результатов наших вычислений с результатами расчетов по методу Скалли [7].

6. Ответы на вопросы, поставленные в п.2, состоят в следующем. Антипересечение ядерных уровней проявляет себя иначе, когда в системе имеет место асимметричная релаксация электронного спина. Перемешивание меняет также характер релаксационного уширения пересекающихся уровней. Эти два процесса взаимосвязаны, и предложенная модель позволяет эту взаимосвязь учитывать естественным образом. Частичная прозрачность на мессбауэровских переходах в условиях антипересечения, обнаруженная экспериментально для тонких образцов FeCO_3 , находит адекватное описание в рамках предложенной модели.

Сопоставим предложенный метод расчета дефицита поглощения с методикой Скалли, использованной в [7]. Немного видоизменив параметры предложенной нами схемы расчета (см. (6), (5)), можно получить эквивалент методики Скалли. Видоизменение состоит в том, что скорости электронной релаксации ν_1, ν_2 в матрице 4-го порядка (см. (5)) следует положить равными нулю, а вместо естественной ширины Γ в параметре p на диагоналях матрицы (5) нужно использовать эмпирические ширины линий Γ_1^{emp} и Γ_3^{emp} (учитывающие релаксационное уширение) для mM и mM' , соответственно. Расчет по предложенной схеме с такими параметрами (*параметры по Скалли*) эквивалентен расчету по методике [7]. В то же время, спектр, вычисленный по такой модифицированной схеме, достаточно хорошо совпадает со спектром, рассчитанным по предложенной схеме (*с параметрами по Блому*) для малых скоростей ν_1, ν_2 . Разумеется, эмпирические ширины линий $\Gamma_1^{emp}, \Gamma_3^{emp}$, используемые в первом случае, должны

быть воспроизводимы как релаксационные ширины Γ_{r1} , Γ_{r3} во втором случае на основе расчетов с параметрами ν_1, ν_2 . В то же время нельзя говорить об эквивалентности результатов расчета с параметрами Скалли и Блюма в рамках предложенного формата, следовательно, об эквивалентности предложенной нами методики и методики Скалли. С ростом ν_1, ν_2 результаты расходятся. В частности, мессбауэровские линии (до перемешивания) в схеме с параметрами по Скалли имеют лоренцеву форму, тогда как форма релаксационных линий для параметров по Блюму отличается от лоренцевой.

Таким образом, эффекты естественного уширения (вызванные распадом) и эффекты электронной релаксации в случае ядерных уровней (уширение благодаря движению, по терминологии Андерсона [13]) схожи как механизмы, ведущие к частичной прозрачности мессбауэровского перехода.

Использованием стохастической модели, конечно, не исчерпываются возможности мессбауэровской спектроскопии в исследовании обсуждаемого механизма прозрачности и других релаксационных эффектов. Экспериментальные измерения температурной зависимости ширины зеемановских линий (они частично представлены на рис.2с) дают возможность определить зависимость ν_1 и ν_2 от температуры на основе расчетов по предложенной методике. Это позволит конкретизировать механизм электронной релаксации. Обратим внимание, что в данном случае (FeCO_3) механизм релаксации может быть обусловлен близостью к точке магнитного фазового пере-

хода, и мы намерены вернуться к изучению этого вопроса.

Данное исследование частично поддержано Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 08.02.00903-а, частично – NSF.

1. R. Coussement, Y. Rostovtsev, J. Odeurs et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 107601-1 (2002).
2. R. Coussement, P. Put, G. Scheveneels, and F. Hardeman, Hyp. Int. **23**, 273 (1985).
3. R.N. Shakhmuratov, J. Odeus, and S. Gheysen, Appl. Phys. B **81**, 883 (2005).
4. S. Margulies and I. Ehrman, Nucl. Instr. and Methods **12** 131 (1961); Г. А. Быков, Фам Зуи Хиен, ЖЭТФ **43**, 509 (1962).
5. М. О. Скалли, М. С. Зубаири, *Квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2003.
6. Э. К. Садыков, В. В. Аринин, Ф. Г. Вагизов, Письма в ЖЭТФ **82**, 484 (2005).
7. P. Anisimov, F. Vagizov, Y. Rostovtsev et al., J. Mod. Opt. **54**, 2595 (2007).
8. H. N. Ok, Phys. Rev. **185** 742 (1969).
9. E. K. Sadykov, Phys. Stat. Solidi B **123** 703 (1984); E. K. Sadykov and A. I. Skvortsov, Phys. Stat. Solidi B **143**, 699 (1987); E. K. Sadykov, L. L. Zakirov, and A. A. Yurichuk, Las. Phys. **11**, 409 (2001).
10. O. Kocharovskaya, R. Kolesov, and Yu. Rostovtsev, Phys. Rev. Lett. **82**, 3593 (1999).
11. M. Blume, Phys. Rev. **174**, 351 (1968).
12. D. H. Jones and K. K. P. Srivastava, Phys. Rev. B **34**, 7542 (1986).
13. P. W. Anderson, J. Phys. Soc. Japan **9**, 316 (1954).